

Вплив енергії фононів на перенормований спектр електрона в багат шаровій плоскій наногетеросистемі

Грищук А.М.¹, Грищук В.В.¹

¹Житомирський державний університет ім. І. Франка, м. Житомир, вул. Бердичівська 40, *teor-caf@meta.ua*.

В наш час експериментатори і теоретики проявляють великий інтерес до вивчення квантових плівок та каскадних лазерів, створених на їхній основі [1, 2].

На атомному рівні електрон-фононна взаємодія виникає внаслідок зміщення атомів

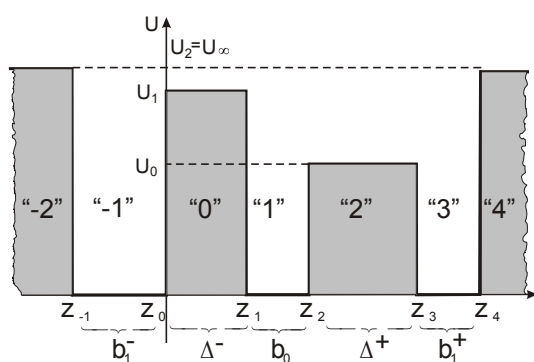


Рис.1. Геометрична та потенціальна схема багат шарової наноструктури.

відносно їх рівноважних положень в ідеальній ґратці, що зумовлює порушення періодичності потенціального поля, яке супроводжується локальними змінами електронних чи діркових станів. І навпаки – локальні зміни станів заряджених квазічастинок приводять до локальних деформацій ґратки та до зміни збудження фононної підсистеми. Формально електрон-фононна взаємодія проявляється навіть при нульовій абсолютній температурі внаслідок існування віртуальних фононів.

В арсеналі фізики твердого тіла вже є детально розроблена теорія електрон-фононної взаємодії для масивних іонних та ковалентних напівпровідникових кристалів [3]. Що ж стосується напівпровідникових низькорозмірних систем різної симетрії, то тут теорія взаємодії електронів, дірок та екситонів з фононами знаходиться в стані розвитку. Найбільша частина теоретичних досліджень присвячена циліндричним [4, 5] та сферичним квантовим точкам [3, 6], оскільки ці наносистеми є найпростішими.

Для квантових плівок електрон-фононна взаємодія досліджувалась тільки для одного шару плівки, проте каскадний лазер складається з декількох шарів таких плівок і відповідної теорії електрон-фононної взаємодії для таких систем немає.

В роботі розглядається багат шарова наносистема, що складається із шарів різної товщини (рис 1).

Параметри системи вважаються відомими

$$b_1^- = z_0 - z_{-1}, \Delta^- = z_1 - z_0, b_0 = z_2 - z_1, \Delta^+ = z_3 - z_2, b_1^+ = z_4 - z_3. \quad (1)$$

Задача розв'язувалася в наближенні прямокутних потенціальних бар'єрів, та наближенні ефективних мас.

$$\mu(z) = \begin{cases} \mu_{-2}; -\infty < z \leq z_{-1} \\ \mu_{-1}; z_{-1} \leq z \leq z_0 \\ \mu_0; z_0 \leq z \leq z_1 \\ \mu_1; z_1 \leq z \leq z_2 \\ \mu_2; z_2 \leq z \leq z_3 \\ \mu_3; z_3 \leq z \leq z_4 \\ \mu_4; z_4 \leq z \leq \infty, \end{cases} \quad U_j(z) = \begin{cases} U_\infty; -\infty < z \leq z_{-1} \\ 0; z_{-1} \leq z \leq z_0 \\ U_1; z_0 \leq z \leq z_1 \\ 0; z_1 \leq z \leq z_2 \\ U_0; z_2 \leq z \leq z_3 \\ 0; z_3 \leq z \leq z_4 \\ U_\infty; z_4 \leq z \leq \infty. \end{cases} \quad (2)$$

Для знаходження перенормованого спектра при наявності електрон-фононної взаємодії необхідно розв'язати наступне стаціонарне рівняння Шредінґера

$$\hat{H}\Psi(z) = E\Psi(z), \quad (3)$$

із гамільтоніаном

$$\hat{H} = \hat{H}_e + \hat{H}_{ph} + \hat{H}_{int} \quad (4)$$

де \hat{H}_e — гамільтоніан електрона, \hat{H}_{ph} — гамільтоніан фононів, \hat{H}_{int} — гамільтоніан взаємодії електронів із фононами. В них необхідно згідно загальної теорії [7] перейти в представлення вторинного квантування за електронними та фононними змінними. «Чиста» електронна та фононні задачі розв'язані [8,9]. В даній роботі здійснюється перехід в представлення вторинного квантування за всіма змінними системи на квантованих хвильових функціях електрона отриманих в роботі [8]

$$\begin{cases} \hat{\Psi}(z) = \sum_n \Psi_n(z) \hat{a}_n \\ \hat{\Psi}^+(z) = \sum_n \Psi_n^*(z) \hat{a}_n^+ \end{cases} \quad (5)$$

та потенціалах поля поляризації обмежених та інтерфейсних фононів знайдених у роботі [9].

Перенормований спектр нашої системи слід шукати із рівняння Дайсона

$$G_{\mu\mu}(k, \omega) = \{\omega - E_\mu(k) - M_{\mu\mu}(k, \omega)\}^{-1}, \quad (6)$$

яке задає (при $T=0K$) зв'язок між Фур'є-образом функції Гріна $G_{\mu\mu}(k, \omega)$, масового оператора $M_{\mu\mu}(k, \omega)$ та перенормованою енергією електрона фононами $E_\mu(k)$.

Обмежуючись системами зі слабким зв'язком в однофононному наближенні, масовий оператор можна представити у вигляді:

$$M_{\mu\mu}(k, \omega) = M_L(k, \omega) + M_I(k, \omega) \quad (7)$$

де доданок $M_L(k, \omega)$ описує внесок у перенормування енергії електронного рівня, що відповідає взаємодії основного стану електрона з усіма обмеженими фононами, а доданок $M_I(k, \omega)$ — відповідає взаємодії основного стану електрона з усіма інтерфейсними фононами.

Отже перенормовану енергію основного стану електрона слід шукати у вигляді:

$$\tilde{E}_{10} = E_{10} + \Delta_L + \Delta_I \quad (8)$$

де E_{10} енергія основного стану без врахування взаємодії, Δ_L та Δ_I парціальні зсуви енергії, спричинені взаємодією електрона із обмеженими та інтерфейсними фононами, які рівні

$$\Delta_L = \text{Re}(M_L(k, \omega)), \quad (9)$$

$$\Delta_I = \text{Re}(M_I(k, \omega)). \quad (10)$$

Розрахунки виконувались для наносистеми $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, параметри якої надані в таблиці 1:

Таблиця 1. Параметри шарів досліджуваної наносистеми

Напівпровідник	m, m_e	U, meV	ϵ_∞	ω_{LO}, meV	ω_{TO}, meV
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	0.075	516	12.7	40	35
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	0.042	0	14.1	34	28

Отримані результати дозволяють знайти парціальні внески в перенормування енергії електрону кожного типу коливань, що присутні в системі, а також дослідити еволюцію спектра в залежності від товщин шарів плівок. Крім того, побудована теорія дає можливість розрахувати внесок фононних коливальних мод в спектр екситона.

[1] Cao J C. Phys. Rev. Lett. 2003. V.91 (23) P. 237401.

[2]. Y.U. Bing. Chin.phus.lett., 2005. V. 22(9), P.2403.

- [3] O.M.Makhanets, O.M.Voitsekhivska, A.M.Gryshchuk. Advanced optical materials. 2006. V.9, №5. P. 1564.
- [4] M.Tkach, V.Holovatsky, O.Voitsekhivska. Physica E: Low dimensional systems and Nanostructures. 2001. V.11. P.17.
- [5]. H. Akiyama, T. Someya, M. Yoshita, T. Sasaki, and H. Phys. Rev. B. 1998. V.57. P.3765.
- [6] O.M. Makhanets, O.M. Voitsekhivska, A.M. Gryshchuk . Condensed Matter Physics. 2006. V.9, №4(48) P.719.
- [7] М. Ткач Квазічастинки у наносистемах. Квантові точки та дроти // Рута. 2003. С. 311.
- [8] Грищук А.М., Грищук В.В., Гуцул В.І. Лашкарівські читання, м. Київ, квітень 2011р. с 48-50
- [9] А.М. Грищук, В.В. Грищук, І.В. Бойко. Фізика і хімія твердого тіла. Т12, №4, 2011., с. 855-858